

## 15N( , -)150g.s.反応の研究

著者	小林 毅範
号	1005
発行年	1987
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/24856">http://hdl.handle.net/10097/24856</a>

氏名・（本籍）	こ ばやし たけ のり 小 林 毅 範
学 位 の 種 類	理 学 博 士
学 位 記 番 号	理博第 1 0 0 5 号
学位授与年月日	昭 和 62 年 3 月 25 日
学位授与の要件	学位規則第 5 条第 1 項該当
研 究 科 専 攻	東北大学大学院理学研究科 (博士課程) 原子核理学専攻
学 位 論 文 題 目	$^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{Og. s.}$ 反応の研究
論 文 審 査 委 員	(主査) 教 授 庄 田 勝 房      教 授 湯 田 春 雄 助 教 授 笹 川 辰 弥

## 論 文 目 次

第 1 章	序論
第 2 章	$(\gamma, \pi)$ 反応の理論
第 3 章	実験装置
第 4 章	実 験
第 5 章	測定結果
第 6 章	議論
第 7 章	結論
謝 辞	
付 録	

# 論文内容要旨

## § 序 論

1 p-shell 核の  $1/2^- \rightarrow 1/2^-$  の M1 遷移においては Kroll - Ruderman 項 ( $\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}$  項,  $\vec{\sigma}$ : 核子のスピン,  $\vec{\epsilon}$ : 光子の偏極ベクトル) と pion pole 項 ( $\propto \vec{\sigma} \cdot \vec{q}$ ,  $\vec{q}$ : 運動量移行) との干渉により  $90^\circ$  付近に dip が生じる。またもう一つの可能な遷移である E0 遷移はこの M1 遷移の dip 付近でピークを持つためその寄与が見やすくなる。従ってこの反応を調べることに より pion pole 項や E0 遷移に大きな寄与をする  $\Delta$  共鳴項などの通常余り寄与しない項の働きが調べられる。1 p-shell 核の  $1/2^- \rightarrow 1/2^-$  遷移のこのような特徴に関する研究は、 $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{Ng. s.}$  ( $\theta = 90^\circ$ ) において LeRose らが初めて実験を行ない、その結果が理論計算と大きく食い違っていたことから注目されてきた。我々のグループでも  $^{13}\text{C}(\gamma, \pi^-)^{13}\text{Ng. s.}$  実験を行ない  $T_\pi \approx 20$  MeV において角分布を測定した。その結果、芯偏極の効果をとり入れた波動関数を用いることにより、特に後方で実験値と理論値との合いが改善されること、また前方では E0 遷移を除いた M1 遷移のみの計算の方が実験値に近いことが示された。この傾向は NIKHEF で行われた 48 MeV での実験でも同様の傾向が見られる。一方 Wright は  $(\gamma, \pi^-)$  反応の演算子から  $\Delta$  共鳴項を省いて理論計算を行い実験値と比較的良好の一致を見ている。しかし  $\Delta$  共鳴項を省くことに関しては議論のあるところであり、E0 遷移の絶対値の不一致は依然残された問題である。

本研究で取り上げた  $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{Og. s.}$  反応は  $^{13}\text{C}$  と比べて  $1p_{1/2}$  軌道の粒子が空孔に変わった点を除いて同じ状況にあると考えられる。さらに  $^{15}\text{N}$  は  $^{16}\text{O}$  の L-S 二重閉殻に陽子の空孔が一つ空いた簡単な単一粒子模型でよく表されることが考えられるので、 $^{13}\text{C}$  に比べて波動関数の不確かさが少ないと考えられる。 $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{Og. s.}$  の実験はまだどこでも実施されておらず、今回  $^{15}\text{N}$  の実験を行い  $^{13}\text{C}$  の実験と比較して芯偏極の効果さらに E0 遷移に関する  $\Delta$  共鳴項の過大評価の問題について調べることにした。

## § 実験装置

実験を行なうに当たっては、 $^{15}\text{N}$  ガスを標的として用いることは容器等の問題から現実的ではないことまた  $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{Og. s.}$  反応の断面積は通常の  $(\gamma, \pi)$  反応の断面積 ( $\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}$  項が主要項となるような場合) に比べ小さいと考えられること等の理由から実用的な厚さを得易い標的装置の製作及びより高い検出効率を持つ  $\pi$  中間子測定系の製作を行なった。

$^{15}\text{N}$  の標的としては、実用的な厚さを得やすいうえに化合物として含まれている水素をそのまま規格化用に用いることができるという点から液体アンモニアを用いることにし標的装置の製作を行った。アンモニアは室温では気体となるので冷却する必要がある。本実験では冷媒としてドライアイスで冷やしたエチルアルコールを用いた。また実験中は電子線の照射により照射部が温められ密度が変化し標的核数が変化することが考えられる。この影響を少しでも軽減するため製

作した標的装置にはアンモニアの攪拌機構を取り付けた（図 1）。またこれまで  $\pi$  中間子の検出には Li ドリフト型半導体検出器（SSD）を用いてきたが、本実験ではより大きな運動量範囲を覆うことができる MWP C を用いることにした。そのために、 $\pi$  中間子の粒子選別用にプラスチックシンチレータ 2 層とチェレンコフカウンターとから成るバックアップカウンターを製作した。

## § 実験及び測定結果

実験は東北大学核理研の 300 MeV 電子ライナックを用いて行なわれた。入射電子エネルギーは 177 MeV 及び 174 MeV、 $\pi$  中間子検出角度は  $70^\circ$ 、 $90^\circ$ 、 $110^\circ$ 、 $130^\circ$  の 4 点である。本実験では標的の上流に Radiator を設置し光子数の増加を図った。その結果  $\pi$  中間子の発生に寄与する光子数の約 8 割はこの Radiator からの実光子である。

標的で発生した  $\pi$  中間子は磁気スペクトロメータで運動量分析された後焦点面に設置された MWP C とその後方に設置されたバックアップカウンターとの同時計数を取ることで検出される。また本実験では  $\pi^-$  中間子を測定するため散乱電子が  $\pi^-$  測定の際大きなバックグラウンドとなる。散乱電子と  $\pi^-$  との粒子弁別は、本実験で使用したルーサイトチェレンコフカウンターでは測定した  $\pi$  中間子のエネルギー範囲（25～30 MeV）において電子はチェレンコフ光を出す  $\pi$  中間子はチェレンコフ光を出さないことを利用し、プラスチックシンチレータ 2 層とチェレンコフカウンターとの非同時計数及びプラスチックシンチレータでの  $\pi$  中間子と電子のエネルギー損失の差を利用した波高選別とによって行なわれた。本実験で得られた  $\pi^-$  中間子のエネルギースペクトルを図 2 に示す。これらのエネルギースペクトルから制動輻射の理論及び仮想光子理論とにより微分断面積を導出した。

## § 理論との比較及び議論

得られた角分布と歪曲波インパルス近似による理論計算との比較を行なった（図 3、図 4）。理論計算は鈴木によるもので、 $(r, \pi)$  反応の素過程振幅には BDW、 $\pi$  原子核光学ポテンシャルとしては Masutani - Yazaki のポテンシャル、原子核の波動関数としては  $p_{1/2}$  hole の波動関数及びそれに  $6\hbar\omega$  までの芯偏極の効果を取り入れた波動関数を用いている。残留相互作用としては M3Y が用いられている。2 つの理論計算を比較すると芯偏極の効果を入れた方（図 4）がテンソル力の影響で後方での減少が大きい。この傾向は電子散乱でも確認されている。E0 遷移に関しては芯偏極の効果はやや断面積を小さくするが大きな影響を与えない。また芯偏極を取り入れた計算結果は単一空孔模型の結果より絶対値において実験結果に近い値を与えるが、2 つの計算ともあまりよく実験を再現していない。角分布を見ると  $70^\circ \sim 110^\circ$  のデータは E0 遷移のみで実験値を再現できそうに見えるが、そうすると M1 遷移が大きく減少していることになり、これは  $^{13}\text{C}(r, \pi^-)^{13}\text{N.g.s.}$  の実験結果及び電子散乱からそのような大きな M1 遷移の減少を考えることはできないこと、さらに E0 遷移のみでは  $130^\circ$  のデータを説明できないことな

どから採用できない。また M1 形状因子の鈴木<sup>1)</sup>の計算では、 $2\hbar\omega$  の芯偏極の計算ですでに実験値を過小評価してしまっている。このことから考えて  $(r, \pi)$  反応の M1 遷移の寄与をこれ以上減少させるのは困難のように思われる。したがって現在のところ本実験で得られた実験値を電子散乱の結果と矛盾なしに再現するのは困難であり、 $^{15}\text{N}$  の場合は  $^{13}\text{C}$  の場合と異なり M1 遷移に大きな不一致が見られる。さらに同じ  $1p_{1/2}$  - shell 間の遷移に関する実験との比較では  $^{13}\text{C}$  及び  $^{14}\text{N}$  の場合には電子散乱を良く再現する波動関数は  $(r, \pi)$  反応の再現性も比較的良いのに  $^{15}\text{N}$  の場合は再現性は良くない。ただし  $^{13}\text{C}$  及び  $^{14}\text{N}$  の場合でも実験値と良い再現性を示しているのは何れも現象論的な波動関数でありこれらの核についても十分にその核構造が理解されているわけではないことに注意すべきである。

$^{15}\text{N}$  の場合にも実験値と理論値との不一致を改善する可能性として  $^{15}\text{N}$  の電子散乱の形状因子を現象論的に合わせた場合に得られる  $b$  パラメータを使うことが考えられる。 $^{13}\text{C}$  の場合には電荷分布から得られる  $1.65\text{ fm}$  に比べかなり大きな値の  $b$  パラメータ ( $1.83\text{ fm}$ ) を用いることによって電子散乱及び  $(r, \pi)$  実験の角分布を再現することができた。 $^{15}\text{N}$  の場合 Singhal らが M1 形状因子の fit により得た  $b$  パラメータ ( $1.51\text{ fm}$ ) は電荷分布から得られる  $1.70\text{ fm}$  や鈴木<sup>1)</sup>の使用している  $1.76\text{ fm}$  に比べかなり小さい。この  $b$  パラメータ ( $1.51\text{ fm}$ ) を用いると多少角分布の再現性が改善されると思われる。ただしこのパラメータは高い運動量移行の領域まで形状因子を合わせたことの影響も含まれていると考えられるので、単に  $b$  パラメータのみをかえて計算するわけにはいかず慎重に扱わなければならない。実験値と理論値との不一致を改善する可能性としてもう一つ考えられることは、 $(r, \pi)$  反応では電子散乱と異なりコンベクション電流が効かないため理論計算で用いた波動関数がコンベクション電流を強調するような性質のものであった場合には電子散乱はよく再現しても  $(r, \pi)$  反応の方はうまく再現しないということも考えられる。さらに  $^{16}\text{O}$  の閉殻は完全な閉殻ではなく基底状態に  $2p - 2h$  等の粒子空孔状態が含まれていることが知られており本研究で波動関数の基本に取った単一空孔模型 ( $1p_{1/2}^{-1}$ ) の再検討を含めて今回示された実験値と理論値との不一致に関しては今後の研究が待たれる。

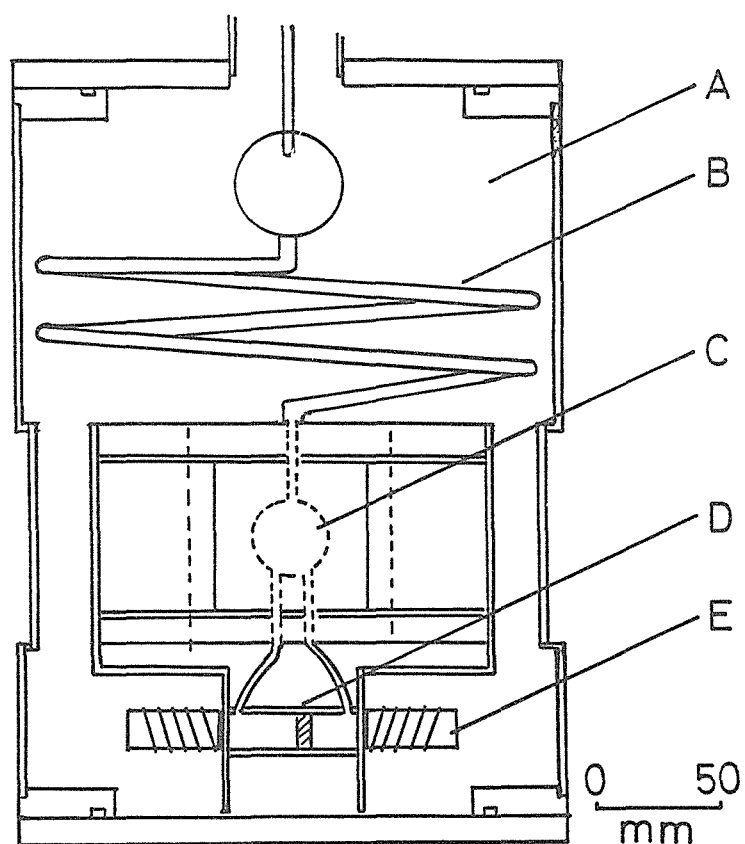


図1. 液体アンモニア標的装置。Aは冷却槽（アルコール＋ドライアイス），Bは液化部，Cは  
 ビーム照射部，Dはシリンダー部，Eは電磁石。B部で液化されたアンモニアはC，D部に溜ま  
 る。実験中はシリンダー内に置かれた磁石を両側の電磁石で動かすことでアンモニアを攪拌する。

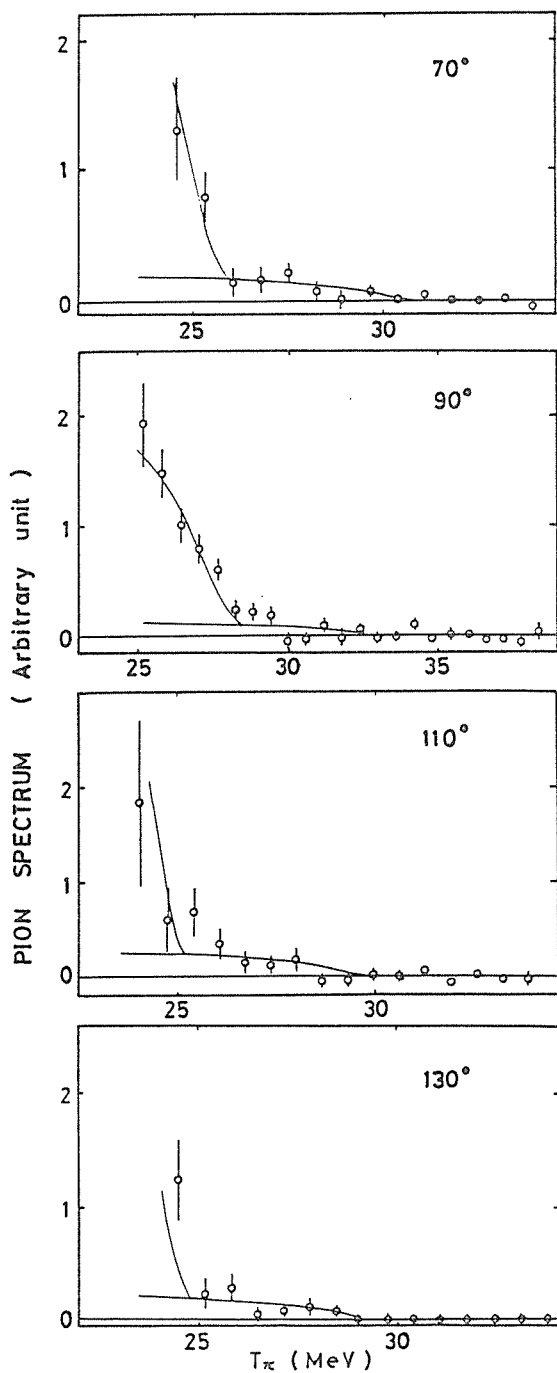


図2. 実験で得られた  $\pi^-$  中間子エネルギースペクトル。横軸は  $\pi$  中間子の運動エネルギー、縦軸は Arbitrary unit 。 実線は解析で得られた断面積に光子スペクトルを掛けたもの。

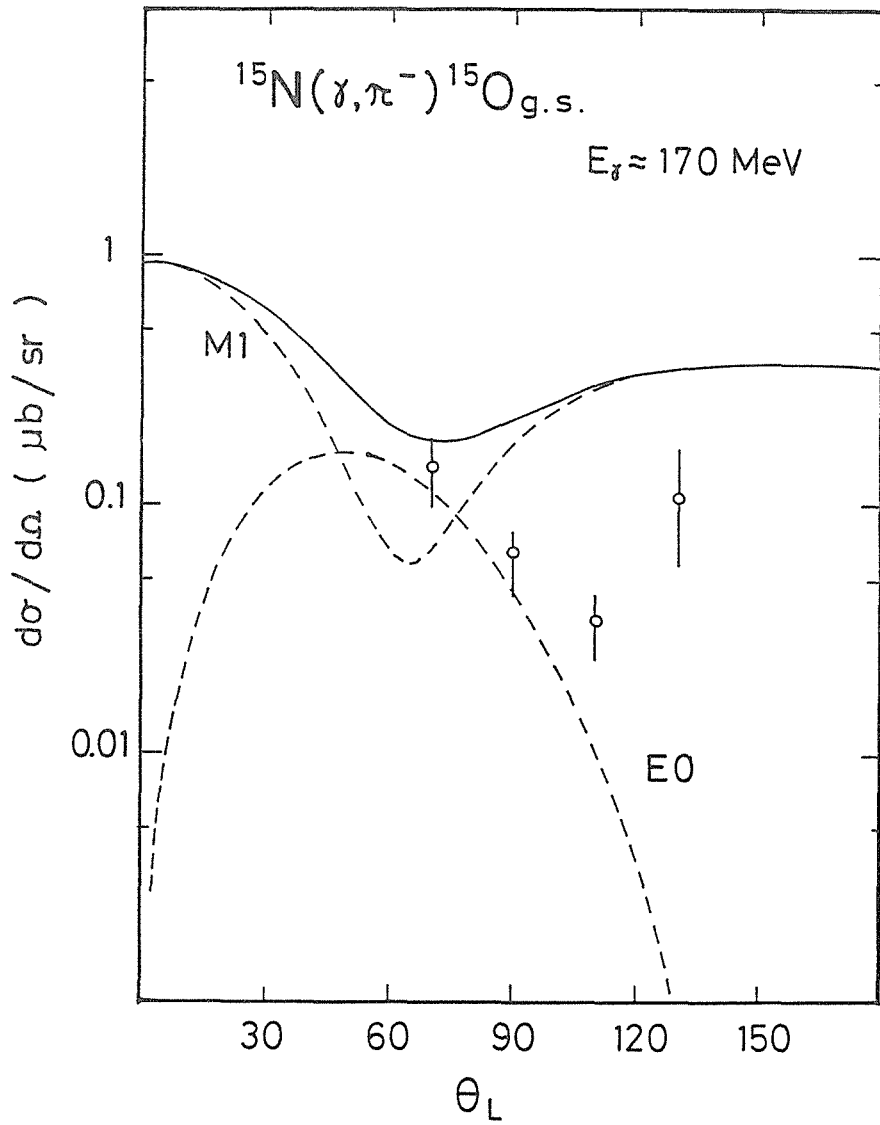


図 3.  $^{15}\text{N}(\gamma, \pi^-)^{15}\text{O}_{\text{g.s.}}$  角分布。実験値と鈴木による DWIA 理論計算との比較。波動関数は  $p_{1/2}^{-1}$ ，調和振動子パラメータ（b パラメータ）は  $1.76 \text{ fm}$  を使用。実線は E0 遷移の寄与と M1 遷移の寄与との和を示す。



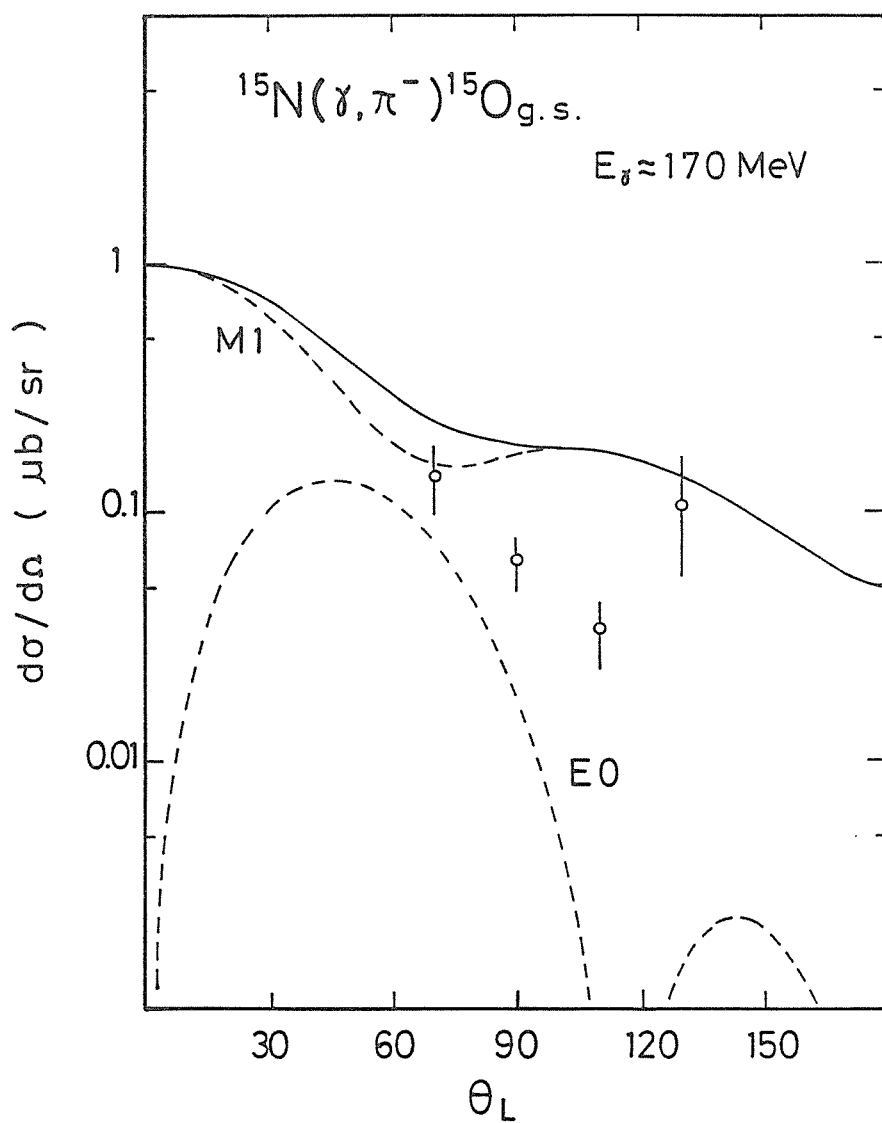


図 4. 図 3.と同じ。波動関数は  $p_{1/2}^{-1}$  に  $6\hbar\omega$  の芯偏極の効果を取り入れたもの。

## 論文審査の結果の要旨

本論文は制動放射光子と電子のビームによって $^{15}\text{N}$ から生成される $\pi^-$ 中間子のエネルギー分布を4つの角度で測定し、この結果から $E_T \approx 170 \text{ MeV}$ における $^{15}\text{N}(r, \pi^-)^{15}\text{Og.s.}$ 反応微分断面積を求めて、この反応の角分布に関する研究を行なったものである。

原子核のスピン-アイソスピン転移に関する研究は重要な研究分野であり、 $(r, \pi^\pm)$ 反応の特殊性を利用して研究されてきた。特に1p殻核についての $(r, \pi^+)$ 反応の研究が多く実施されており、その角分布はスピン-アイソスピン項を主要項とする理論によって大体良く説明する事が出来る。

$(r, \pi^-)$ 反応に関しては、負電荷粒子を検出するので電子等のバックグラウンドが大きく、実験困難のため研究は多くない。最近特殊な原子核においては $(r, \pi^\pm)$ 反応の主要項の他に次の項の寄与も大きく、この2つの項の寄与についての研究が可能であり、更に $(r, \pi^\pm)$ 反応に関する $\Delta$ の寄与を含むE0転移をも研究出来る場合がある事が示された。これらは例えば $^{13}\text{C}$ 、 $^{15}\text{N}$ の $(r, \pi^-)$ 反応である。 $^{13}\text{C}$ に関しては東北大学やNIKHEF(アムステルダム)で研究され、非局所的取扱いによる理論の妥当なこと等の他、E0転移の寄与が理論結果より小さいと考えられることが分った。

これら $^{13}\text{C}$ に関する研究の他にこの種の研究は行なわれていなかった。本論文は $^{15}\text{N}(r, \pi^-)^{15}\text{Og.s.}$ 反応によって上記内容を研究したものである。このため著者は濃縮 $^{15}\text{N}$ のアンモニアを冷却液化して標的とする装置を開発した。また磁気スペクトロメータの検出系をも改造し測定効率を増大する等、断面積が小さく測定困難な $(r, \pi^-)$ 反応の実験を可能とした。

これらの測定系はその安定性、性能のチェックの後、 $\pi^-$ の発生効率を増大するため制動放射と電子のビームを用い、生成 $\pi^-$ のエネルギー分布を測定した。著者はこの結果を解析して得た角分布を鈴木等の理論結果と比較した他、関係する電子散乱とも比較して検討した。理論は芯偏極効果を取り入れたDWIA計算の結果でも実験値を再現できず、更に異なった理論解析の必要な事を示している。

以上この論文は著者が自立して研究活動を行うに必要な高度の研究能力と学識を有することを示している。よって小林毅範提出の論は理学博士の学位論文として合格と認める。